// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 32. 11. Mai 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

An unsere Leser! S. 469.
Originalmitteilungen:
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani):
No. 3: A. Bartorelli, Über das Verhalten des Aluminiums als Elektrode. S. 469.
C. Dieterici, Zur Berechnung der Isothermen. S. 472.
J. Koenigsberger, Über die Induktion im ungeschlossenen Stromkreise. S. 475.
H. Kauffmann und B. Hell, Über das Verhalten des Stickstoffs gegen Teslaströme. S. 476.
Referate:
Neue physikalische Apparate der Firma Ferd. Ernecke, Berlin. S. 478.
Besprechungen:
B. Weinstein, Die Erdströme im deutschen Reichstelegraphengebiet und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen. S. 479.
Personalien. S. 480.

An unsere Leser!

Nachdem das „Archiv für wissenschaftliche Photographie" (Knapp, Halle) aufgehört hat, als selbstständiges Organ zu erscheinen, haben die Herausgeber der „Physikalischen Zeitschrift" mit dem bisherigen Leiter des Archivs, Herrn Privatdozenten Dr. E. Englisch, Stuttgart, in Übereinstimmung mit einer Anzahl der Mitarbeiter desselben verabredet, die Aufgabe des Archivs in der Physikalischen Zeitschrift innerhalb des ihr eigentümlichen Programmes weiter zu führen.

Unsere Zeitschrift hat ja von Anfang an eine besondere Abteilung ihrer Referate den Interessen der wissenschaftlichen Photographie gewidmet. Wir hoffen, dass in Zukunft auch in den Originalmitteilungen das Gebiet der wissenschaftlichen Photographie ihrer Bedeutung entsprechend vertreten sein, und dass die Physikalische Zeitschrift für die ernste Forschung auf dem Gebiete der Photographie eine würdige und möglichst vollständige Sammelstelle bilden wird.

Der seitherige Leiter des „Archivs" wird von jetzt ab im vorerwähnten Sinne, in Gemeinschaft mit unserem bisherigen Referenten, Herrn Privatdozenten Dr. K. Schaum in Marburg, die Abteilung für Photographie der Physikalischen Zeitschrift besorgen.

Die Herausgeber der Physikalischen Zeitschrift

E. Riecke, H. Th. Simon.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor: P. Cardani).

No. 3[1]: Antonio Bartorelli: Über das Verhalten des Aluminiums als Elektrode.

§ 1. Wird ein Voltameter von einem kontinuierlichen Strome von der Intensität I durchflossen, und giebt E die Potentialdifferenz an, welche an den Polplatten vorhanden ist, so weiss man, dass die elektromotorische Gegenkraft ε und der Widerstand β des Voltameters mit den Koordinaten eines Punktes übereinstimmen, der auf der Geraden mit der Gleichung:

1) $E = \varepsilon + I\beta$ liegt.

[1] No. 2: Diese Zeitschrift 1, 372, 1900.

Verändern wir I nun allmählich, entweder durch Veränderung der elektromotorischen Kraft der benutzten Quelle, oder durch Veränderung des Widerstandes von jenem Teile des Stromkreises, der ausserhalb des Voltameters liegt, so verändert sich infolge davon auch E, oder E wird Funktion von I. Wir bezeichnen diese Funktion mit dem Symbol

$$E = E(I); \qquad (2$$

und können nun die Gleichung (1)

$$E(I) = \varepsilon + I\beta \qquad (3$$

schreiben; d. h., sie enthält den einzigen Parameter I, und stellt deshalb eine Schar von Geraden dar, von denen eine jede durch einen

besonderen Wert von I gekennzeichnet ist. Die diese Schar von Geraden umschliessende Kurve wird einer Gleichung in den Koordinaten ε und β entsprechen, welche wir in symbolischer Weise durch

$$(\varepsilon, \beta) = 0 \tag{4}$$

ausdrücken; sie giebt uns das Gesetz der gegenseitigen Abhängigkeit dieser beiden Elemente für die verschiedenen Zustände des Voltameters. Jede Gerade der Schar (3) giebt durch ihre Berührung mit der Kurve (4) einen Punkt auf dieser an, dessen Koordinaten als Funktion des Parameters I durch Gleichungen vom Typus

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon(I) \\ \beta = \beta(I) \end{cases} \tag{5}$$

ausgedrückt sein werden.

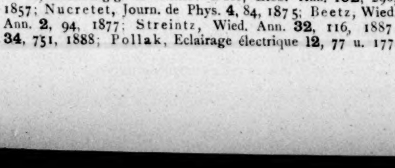
Das System (5) giebt also für jede Grösse der Stromstärke die durch das Voltameter geht, die Grösse seiner Polarisation und seines inneren Widerstandes an. Es ist klar, dass man statt dessen ein System vom Typus

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon(E) \\ \beta = \beta(E) \end{cases} \tag{6}$$

einsetzen kann.

Will man diese Methode anwenden, so muss man erst durch den Versuch die entsprechenden Grössen von E und von I bestimmen, und muss dann diese Zusammengehörigkeit in die Sprache der Analysis zu übersetzen suchen, um die Gleichung (2) zu erhalten. Ich habe mir die Methode, deren Prinzip ich oben auseinandergesetzt habe, zum Studium des Verhaltens der Voltameter mit einer Aluminiumelektrode ersonnen[1]); es ist jedoch klar, dass besagte Methode einen sehr allgemeinen Charakter hat, und dass sie bei Anwendung zu Studien über Polarisation den grossen Vorteil bietet, gleichzeitig experimentelle Komplikationen und die Ursachen von Fehlern zu verhindern, die bei allen jenen Methoden unvermeidlich sind, bei welchen die Polarisation erst nach dem Durchgang des polarisierenden Stromes gemessen wird.

§ 2. Um bei diesen Untersuchungen die entsprechenden Werte von E und I festzustellen, ordnete ich die Apparate in der Weise an, wie auf beifolgender Figur schematisch angegeben ist.



Die beigefügte Erklärung wird das Verständnis der Anordnung leicht machen. Die Potentialdifferenzen werden durch den Potentialverlust ausgeglichen, der zwischen b und c derart eintritt, dass er den Punkten a und b entsprechende Grössen hat. Ich machte zwei Reihen von Versuchen; bei der einen funktionierte das Aluminium als Anode, bei der anderen als Kathode; die andere Elektrode war stets aus Platin. Ich veränderte innerhalb sehr weit gesteckter Grenzen Querschnitt und Entfernung der Elektroden und benutzte als Elektrolyten eine Schwefelsäurelösung im Verhältnis von 5 Volumenprozent.

§ 3. Es ist klar, dass das Studium der Veränderungen von ε und β in unserem Falle von besonderem Interesse für die höheren Stromdichten ist, weil man für sie entscheiden muss, ob Polarisation und Widerstand sehr hohe Werte erreichen oder nicht. Aus diesem Grunde fasste ich beim Suchen von Gesetz (2) besonders die höheren von den erreichten Dichtegraden ins Auge; und da ich nun, wie man weiterhin sehen wird, ein und dasselbe Gesetz anwendbar fand von 0,004 bis 0,100 A. pro Quadratcentimeter, und nicht brauchbar unter 0,004 A. pro Quadratcentimeter, habe ich die zahlreichen Versuche mit der Anode aus Aluminium in zwei Gruppen geteilt. In der ersten Gruppe sind die Versuche zusammengestellt, die einer Stromdichte unter 0,004 A. pro Quadratcentimeter, in der zweiten jene, welche einer Stromdichte von 0,004 bis 0,100 A. einschliesslich pro Quadratcentimeter entsprechen. Die Tabellen I und II geben den Typus der entsprechenden Resultate in Bezug auf die erste und die zweite Gruppe.

Tabelle I.

$s = 27$ cm^2; $d = 7$ cm.

I Amp.	E Volt	$\frac{E}{I}$ Ohm
0,052	7,92	152
0,065	9,86	152
0,071	11,00	155
0,085	11,40	134
0,091	11,57	127
0,101	11,92	118

Tabelle II.

$\begin{cases} s = 245 \text{ cm}^2; \\ d = 10 \text{ cm}. \end{cases}$ $\begin{cases} a = 0{,}0443; \\ b = 0{,}0358. \end{cases}$

1) Einschlägige Litteratur: Buff, Lieb. Ann. **102**, 296, 1857; Nucretet, Journ. de Phys. **4**, 84, 1875; Beetz, Wied. Ann. **2**, 94, 1877; Streintz, Wied. Ann. **32**, 116, 1887; **34**, 751, 1888; Pollak, Eclairage électrique **12**, 77 u. 177, 1897; **13**, 39, 1897; **14**, 136, 1898; Grätz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Dina, Rendic. del R. Istit. Lomb. serie 2, **31**, 642; Lecher, Sitzungsber. d. Wiener Akad. **107**, 739, 1898.

I Amp.	E beob. Volt	E beob. Volt	Differenzen $E_a - E_e$	ε Volt	β Ohm
1,06	12,77	12,90	−0,13	5,96	6,53
1,44	15,27	15,02	+0,25	8,05	4,82
1,96	17,28	17,12	+0,16	10,47	3,46
2,45	18,53	18,56	−0,03	12,39	2,55
3,10	19,78	19,96	−0,18	14,32	1,84
3,53	20,53	20,68	−0,15	15,34	1,52
4,07	21,28	21,42	−0,14	16,40	1,23
4,72	22,29	22,13	+0,16	17,49	0,98
5,17	22,54	22,54	0,00	18,13	0,84
5,85	23,04	23,06	−0,02	19,10	0,69
6,52	23,29	23,48	−0,19	19,77	0,57
7,09	23,79	23,78	+0,01	20,28	0,50
7,49	24,29	23,98	+0,31	20,62	0,45
8,10	24,54	24,23	+0,31	21,01	0,40

Die übrigen Versuche zeigen, abgesehen von den absoluten Grössen für jede Gruppe einen analogen Verlauf. Die Prüfung der in obigen Tabellen enthaltenen Resultate zeigt folgendes Verhalten für die Geraden der Gleichung (1). Bei zunehmender Stromdichte rückt ihr Schnittpunkt mit der Achse der ε (0, E) immer weiter vom Anfangspunkt der Koordinaten ab; statt dessen bleibt der Schnittpunkt mit den Achsen der $\beta\left(\frac{E}{I}, 0\right)$ bei der ersten Gruppe im Anfang unbeweglich und nähert sich dann dem Anfangspunkt, während er sich bei der zweiten Gruppe von Anfang an dem Anfangspunkt nähert. Aus dieser ersten Betrachtung kann man den Schluss ziehen, dass

der Wert von ε, der für die geringsten Stromdichten negativ ist, bei zunehmender Dichte positiv wird und den Nullpunkt passiert.

Der Übergang zu positiven Werten ist bei allen Versuchen bei einer Dichtigkeit von ungefähr 0,0025 A. pro Quadratcentimeter eingetreten. Dieses erste Resultat erklärt sich, wenn man bedenkt, dass das Paar Platinaluminium in Schwefelsäurelösung eine eigene elektromotorische Kraft besitzt, welche zwischen 0,8 und 0,9 Volt bei einer 5 volumenprozentigen Konzentration gelegen ist. Es ist augenscheinlich, dass diese elektromotorische Kraft vernichtet werden muss, ehe sich eine positive Polarisation am Voltameter zeigen kann.

§ 4. Bei den Versuchen der zweiten Gruppe hat sich aus ihnen allen das Gesetz (2) ergeben; es hat die Form

$$E = \frac{I}{a + b\,I} \qquad (2')$$

wo $b = 4 \cdot 10^{-2}$, während a dem Querschnitt s der Elektroden proportional und genau $a = 2 \cdot 10^{-4}\, s$ ist.

Es folgt hieraus, dass bei gleichen Stromdichten die ε und β als Funktion der Stromintensität durch die Formel

$$\begin{cases} \varepsilon = \dfrac{b\,I^2}{(a + b\,I)^2} \\ \beta = \dfrac{a}{(a + b\,I)^2} \end{cases} \qquad (5'$$

und folglich als Funktion der Stromdichte δ durch die weiteren Formeln

$$\begin{cases} \varepsilon = \dfrac{b\,\delta^2}{\left(\dfrac{a}{s} + b\,\delta\right)^2} \\ \beta = \dfrac{1}{s} \dfrac{\dfrac{a}{s}}{\left(\dfrac{a}{s} + b\,\delta\right)^2} \end{cases} \qquad (5'$$

dargestellt sind, in welchen, gemäss dem oben Gesagten, b und $\frac{a}{s}$ konstant sind.

Die dritte Reihe von Tabelle II enthält gerade diejenigen Grössen von E, die durch den diesbezüglichen Versuch aus Formel (2′) berechnet sind; Reihe fünf und sechs giebt die aus (5′) berechneten Grössen von ε und von β. Man kann also infolge von den Beziehungen (5′) und (5″) schliessen, dass

1. der Widerstand β des Voltameters mit dem Steigen der Stromdichte stets abnimmt; dass er unabhängig von der Entfernung der Elektroden und umgekehrt proportional zu ihrem Querschnitt ist,

2. dass die Polarisation ε des Voltameters einzig und allein von der Stromdichte abhängt und mit dem Zunehmen derselben auch zunimmt. Die Zunahmen von ε, die anfänglich sehr schnell vor sich gehen, werden nach und nach geringer und zeigen das Streben von ε einen oberen Grenzwert zu erreichen.

Was die Grösse dieser Grenze anbelangt, so muss man im Auge behalten, dass die erste der Gleichungen vom Typus (5′)

$$\varepsilon = b\,E^2$$

ergiebt, woraus hervorgeht, dass

$$\frac{\varepsilon}{E} = b\,E$$

ist, das bedeutet, dass das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{E}$ mit E wächst. Andererseits muss diese Grenze augenscheinlich unter der Einheit liegen, und da sie die Grösse eins erreichen würde, wenn $b\,E = 1$, oder $E = \frac{1}{b} = 25$ Volt wäre, so sieht man, dass diese gesuchte Grenze geringer als 25 Volt sein muss. Weitere, schon unternommene Versuche, bei denen die Stromdichte das erreichte Maximum von 0,100 A. pro Quadratcentimeter überstieg, werden dazu dienen festzustellen, wie

sich die Dinge gestalten, wenn E die Grösse von 25 Volt erreicht.

Die nachgewiesene Unabhängigkeit des Widerstandes β von der Entfernung der Elektroden innerhalb der bezeichneten Grenzen der Stromdichte beweist, dass unter unseren Bedingungen der eigene Widerstand des Elektrolyten unbeachtet bleiben darf; und die umgekehrte Proportionalität von β zum Querschnitt der Elektroden führt uns natürlicherweise zur Schlussfolgerung, dass besagter Widerstand seinen Sitz fast gänzlich an der Berührungsfläche von Elektroden und Flüssigkeit hat.

Die Ergebnisse der Streintzschen Versuche, der an Stelle der Aluminiumanode andere Metalle setzt und die von mir mit der Aluminiumkathode unternommenen Versuche zeigen, dass jedes besondere Verhalten von derartig hergestellten Voltametern aufhört; sie beweisen also, dass der Widerstand an der Oberfläche der Aluminiumanode liegt. Sein allmähliches Abnehmen beim Grösserwerden der Stromdichte kann man wahrscheinlich keiner anderen Ursache zuschreiben, als der allmählichen physikalischen oder chemischen oder gleichzeitig physikalisch-chemischen Veränderung, die sich auf der auf dem Aluminium entstandenen Schicht vollzieht.

Die umgekehrte Frage, ob das besondere Verhalten der Voltameter mit Aluminiumanode von einem grossen Widerstand oder von erhöhter Polarisation abhängt, bleibt also in dem Sinne entschieden, dass für die kleinsten Werte von E der starke, an der Oberfläche der Aluminiumanode vorhandene Widerstand einen überwiegenden Einfluss ausübt, während für höhere Werte von E dieser Widerstand aufhört und an seine Stelle eine immer stärker werdende Polarisation tritt.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 8. April 1901.)

Zur Berechnung der Isothermen.

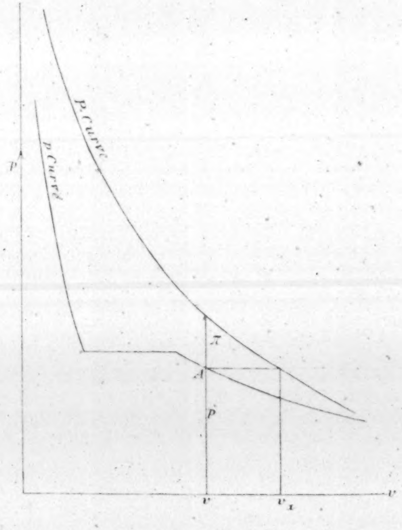
Von C. Dieterici.

Zur Berechnung der Isothermen beliebiger Stoffe habe ich einen Weg eingeschlagen, der wesentlich von dem bisher befolgten abweicht. Er sei hier in Kürze dargelegt.

Die Zustandsgleichung von van der Waals sei allgemein

$$1)\qquad P = p + \pi = \frac{R\vartheta}{v-b}$$

geschrieben, worin p den thatsächlich beobachteten Druck, π den Kohäsionsdruck, R die Gaskonstante, ϑ die absolute Temperatur, v das Volumen und b die Volumenkorrektion oder das Kovolumen bezeichnet. Van der Waals macht für den Kohäsionsdruck die Hypothese $\pi = \frac{a}{v^2}$ und zerlegt dadurch den Gesamtdruck P in seine beiden Komponenten p und π. Man kann aber diese Zerlegung auch ausführen ohne eine Hypothese und kann damit die Konstante a, die ja nach verschiedenen Forschern keine Konstante, sondern Volumen und Temperaturfunktion ist, vermeiden. Denn für den Gesamtdruck P gilt die obige Gleichung $P = \frac{R\vartheta}{v-b}$. Angenommen b sei bekannt, so würde der Gesamtdruck vollständig als Funktion von ϑ und v bekannt sein und in der bekannten graphischen Darstellung bei $\vartheta = \text{const.}$ durch eine hyperbolische Kurve (Fig.) dargestellt sein.



Bei jedem Volumen ist der thatsächlich beobachtete Druck p kleiner als P und zwar um den Kohäsionsdruck π. Die thatsächlich beobachtete Isotherme sei also bei derselben Temperatur durch die p-Kurve dargestellt. Bei einem beliebigen v ziehe man durch den Endpunkt von p, also durch den Punkt A der Figur, eine Parallele zur Abscissenachse, so trifft diese notwendig die P-Kurve bei einem grösseren Volumen v_a, bei welchem der Gesamtdruck P gleich p ist. Bildet man nun die Arbeit, welche der Gesamtdruck P bei einer Vergrösserung des Volumens von v auf v_a leistet, so ist diese

bei konstantem b: $A = \int_{v}^{v_a} P\,.\,dv = R\vartheta\,.\,ln\,\frac{v_a - b}{v - b} =$

$$2)\qquad R\vartheta\,.\,ln\,\frac{R\vartheta}{p\,(v-b)} = R\vartheta\,ln\,\frac{P}{p}$$

bei unkonstantem b: $A = \int_{v}^{v_a} P\,.\,dv = \int_{(v-b)}^{(v-b_a)} R\vartheta\,d\,(v-b)$

$$2a)\qquad + \int_{b}^{b_a} P\,.\,db = R\vartheta\,ln\,\frac{R\vartheta}{p(v-b)} + R\vartheta \int_{b}^{b_a} \frac{db}{v-b}$$

Der Einfachheit halber sei hier zunächst nur die erste für $b =$ const. geltende Gleichung beachtet, die man auch in

$$3)\qquad p = \frac{R\vartheta}{v-b}\cdot e^{-\frac{A}{R\vartheta}} = P\,e^{-\frac{A}{R\vartheta}}$$

umschreiben kann, so ist ersichtlich, dass diese Gleichung den beim Volumen v und Temperatur ϑ herrschenden thatsächlichen Druck p darstellt durch die isotherme Arbeit A und ebenso ist auch der Kohäsionsdruck π durch

$$\pi = P - p = \frac{R\vartheta}{v-b}\left(1 - e^{-\frac{A}{R\vartheta}}\right) = P\left(1 - e^{-\frac{A}{R\vartheta}}\right)$$

durch dieselben Grössen dargestellt. Beide Gleichungen sind Identitäten und können nicht weiterführen, ohne eine neue Aussage für die isotherme Arbeit A. Man darf aber wohl erwarten, dass, wenn überhaupt der Kohäsionsdruck π bestimmten Abhängigkeiten von v und ϑ gehorcht, diese sich auch in der Arbeit A zu erkennen geben müssen, und da es ja bisher unmöglich ist für den Kohäsionsdruck, eine Aussage zu machen, welche den Beobachtungen auch quantitativ genügt, so muss man versuchen, ob man nicht eine neue Aussage für die isotherme Arbeit A machen kann, denn diese zerlegt durch die obigen strengen Gleichungen den Gesamtdruck P in seine Komponenten p und π ohne Hypothese.

Die gesuchte Aussage für die isotherme Arbeit kann nicht durch eine theoretische Überlegung hergeleitet werden, sondern kann nur durch rein empirische Berechnung des vorliegenden Beobachtungsmateriales gewonnen werden. Ich habe dazu das von S. Young vollständig und wie es scheint mit bewundernswürdiger Exaktheit beobachtete Isopentan benutzt und durch rein empirische Berechnung die Frage zu beantworten gesucht, ob sich für den Ausdruck

$$\frac{A}{R\vartheta} = ln\,\frac{R\vartheta}{p\,.\,(v-b)}$$

eine Gesetzmässigkeit erkennen lässt.

Eine erste rohe Annäherungsrechnung zeigt nun, dass man den thatsächlichen Beobachtungen sehr nahe genügt, wenn man

$$\frac{A}{R\vartheta} = ln\,\frac{R\vartheta}{p(v-b)} = \frac{C_\vartheta}{v}$$

setzt, worin C_ϑ eine für jede Isotherme konstante Grösse ist, die aber von einer Isotherme zur anderen sich verändert, also eine Temperaturfunktion ist. Man kann also

$$p = \frac{R\vartheta}{v-b}\,e^{-\frac{C_\vartheta}{v}}$$

setzen und es zeigt sich weiter, dass dieser Ausdruck die Eigenschaft hat, für die unteren Isothermen $\vartheta < \vartheta_k$ einen kontinuierlichen durch ein Maximum und ein Minimum des Druckes hindurchgehenden Verlauf der p-Kurve zu ergeben, bei $\vartheta = \vartheta_k$ eine Kurve mit einem Wendepunkt, für $\vartheta > \vartheta_k$ Kurven, welche kein Maximum oder Minimum mehr haben; dass also der gebildete Ausdruck genau dieselben Eigenschaften hat, wie derjenige von **van der Waals**, nämlich die, eine Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes zu ergeben. Bildet man $\frac{\partial p}{\partial v} = 0$, so findet man diejenigen Volumina bei denen p ein Maximum bez. Minimum aus obiger Gleichung gegeben durch:

$$\frac{C_\vartheta}{v^2} = \frac{1}{v-b} \qquad v_m = \frac{C_\vartheta}{2}\left[1 + \sqrt{1 - \frac{4b}{C_\vartheta}}\right]$$

woraus ersichtlich ist, dass wenn $C_\vartheta > 4b$ ist, zwei Volumina v_m vorhanden sind, für welche p ein Maximum oder Minimum hat, für $C_\vartheta = 4b$ nur eines, und für $C_\vartheta < 4b$ kein reelles Volumen mehr. Für die kritischen Isotherme muss der mittlere Fall eintreten also

$$C_{\vartheta_k} = 4b, \qquad v_m = v_k = 2b$$

sein und damit folgt für den kritischen Zustand

$$p_k = \frac{R\vartheta_k}{\frac{1}{2}\cdot v_k}\,e^{-2} \quad \text{oder} \quad \frac{R\vartheta_k}{p_k\,v_k} = \tfrac{1}{2}\cdot e^2 = 3{,}695,$$

während für Isopentan 3,738 beobachtet ist. Der ganze Verlauf der kritischen Isotherme muss sich also berechnen lassen durch

$$p = \frac{R\vartheta_k}{v - \frac{1}{2}v_k}\,e^{-2\frac{v_k}{v}}.$$

In der That zeigt die folgende nach dieser Gleichung berechnete Tabelle, dass eine Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung bis auf 1—2 Proz. erreicht ist, und zwar nicht allein für den Dampfzustand $v > v_k$, sondern bis weit in den flüssigen Zustand hinein bis $v = 2{,}6\ \text{cm}^3$ pro Gramm Substanz.

Kritische Isotherme des Isopentan.

$\vartheta_k = 460.8^0$ C. $v_k = 4{,}266$ cm^3.

v	p berechn. *mm*	p *Hg* beob.	v	p berechn. *mm*	p *Hg* beob.
2,4 cm^3	42730	49080	8 cm^3	23400	23710
2,5	35810	40560	10	21590	2[illegible]040
2,6	32090	34980	12	19850	20300
2,8	28390	28940	15	17540	17980
3,0	26780	26460	20	14560	14840
3,2	26000	25490	30	10770	10950
3,6	25420	25050	40	8508	8570
4,0	25320	25020	50	7025	7068
4,3	25300	25005	60	5978	6001
4,6	25300	25000	80	4604	4614
5,	25240	24940	90	4127	4132
6,	24880	24840	100	3740	3750

Dieselbe Berechnung trifft auch für andere Stoffe wie Kohlensäure und Äther mit ungefähr gleicher Genauigkeit zu.

Die noch restierenden Abweichungen sind darauf zu schieben, dass $b = f(v)$ ist, also nicht, wie bisher geschehen, als konstant betrachtet werden darf.

Macht man diese Annahme, so tritt eine erhebliche Komplikation ein, denn die isotherme Arbeit

$$A = \int_v^{v_a} P \cdot dv = R\vartheta \cdot \int_v^{v_a} \frac{dv}{v - b}$$

ist dann nur berechenbar, wenn man die b-Funktion kennt. Nach einer Reihe von Annäherungsberechnungen habe ich im Anschluss an die theoretischen Überlegungen von van der Waals, Lorentz, G. Jäger-Boltzmann

$$b = b_c - \tfrac{1}{4}\frac{b_c^2}{v}$$

gesetzt und damit die isotherme Arbeit für alle Volumina und Temperaturen bei Isopentan berechnet.

Das Ergebnis ist, dass thatsächlich für jede Isotherme des Isopentans

$$A = \int_v^{v_a} P \cdot dv = R\vartheta \cdot \int_v^{v_a} \frac{dv}{v - b} = R\vartheta \cdot \frac{C_\vartheta}{v}$$

ist, und dass sehr nahe genau

$$C_\vartheta = C_{\vartheta_k} \cdot \left(\frac{\vartheta_k}{\vartheta}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad C_{\vartheta_k} = a \cdot v_k$$

ist, worin a ein durch den kritischen Zustand bestimmter Zahlenfaktor ist, nahezu gleich 2 ist bei allen Stoffen, bei denen das Verhältnis des idealen kritischen Volumens zum thatsächlichen 3,7 beträgt; also bei allen ʻnormalenʼ Stoffen nach S. Young.

Demnach kann man allgemein setzen:

$$A = \int_v^{v_a} P \cdot dv = R\vartheta \cdot \int_v^{v_a} \frac{dv}{v - b}$$

$$5) \qquad = a \cdot R\vartheta_k \cdot \frac{v^k}{v} \cdot \left(\frac{\vartheta_k}{\vartheta}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Beide in dieser Gleichung enthaltenen Gesetzmässigkeiten sind nur empirische, aber auf wenige Prozente genau zutreffende. Durch A ist dann unter Hinzuziehung der Gleichung $2a$ jederzeit p bestimmt.

Denkt man sich nun die Ausdrücke für A für die Sättigungsvolumina v_1 und v_2 bei jeder Temperatur gebildet, so erhält man durch

$$A_1 - A_2 = \int_{v_1}^{v_2} P \cdot dv = \int_{v_1}^{v_2} (p + \pi)\, dv$$

$$= p(v_2 - v_1) + \int_{v_1}^{v_2} \pi \cdot dv$$

einen Ausdruck für die mechanisch gemessene Verdampfungswärme Ir; denn $\int_{v_1}^{v_2} \pi dv$ stellt ja die Arbeit gegen die Kohäsionskräfte, also die innere Verdampfungswärme dar. Also muss

$$A_1 - A_2 = I \cdot r = (v_2 - v_1)\, \vartheta \cdot \frac{dp_s}{d\vartheta}$$

nach der bekannten Gleichung für die Verdampfungswärme sein. Nach den in Gleichung (5) enthaltenen empirischen Regeln muss dieselbe Arbeitsdifferenz auch sein

$$A_1 - A_2 = a v_k R \vartheta_k^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{\vartheta^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right).$$

Aus der Gleichheit beider Ausdrücke folgt

$$v_1 \cdot v_2 \cdot \vartheta^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{dp_s}{d\vartheta} = a v_k R \vartheta_k^{\frac{3}{2}} = \text{Konstanz}. \quad (6$$

Thatsächlich ergiebt die Berechnung bei Isopentan, Benzol, Äther, Kohlensäure, schweflige Säure eine Konstanz dieses Ausdruckes mit etwa 5 Proz. Schwankung. Grössere Abweichungen treten auf in unmittelbarster Nähe der kritischen Temperatur und unverkennbar bei Wasser bei Temperaturen, welche 200^0 C unterhalb der kritischen liegen, so dass man also aus diesem Ergebnis schliessen muss, dass die empirisch gefundene Temperaturabhängigkeit wohl in einem Temperaturintervall von etwa 5—200^0 C unterhalb der kritischen zutrifft, aber noch nicht die völlig befriedigende Gesetzmässigkeit darstellt.

Bei einem so schwierigen Problem, wie es die Berechnung der Isothermen ist, muss jeder theoretisch einwandsfreie Weg zur Lösung des Problems verfolgt werden. Der hier eingeschlagene macht eine Hypothese für den Kohäsionsdruck entbehrlich und setzt an deren Stelle zwei Aussagen über die isotherme Arbeit A, die eine, welche ihre Abhängigkeit vom Volumen, die zweite, welche ihre Abhängigkeit von der Temperatur ausspricht. Da die isotherme Arbeit durch die b-Funktion bestimmt ist, kann die

befriedigende Lösung erst nach Kenntnis dieser erschlossen werden. Die gefundenen Regeln sind Annäherungen, gewonnen auf dem Boden einer bestimmten Annahme für die *b*-Funktion, welche immerhin mit einem hohen Grade von Genauigkeit sich den Beobachtungen anschliessen.

Hannover, April 1901.

(Eingegangen 26. April 1901.)

Über die Induktion im ungeschlossenen Stromkreise.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Koenigsberger.

Über die Induktion in einem ruhenden ungeschlossenen Stromkreis durch Änderung eines magnetischen Feldes habe ich Versuche angestellt, deren Anordnung im folgenden beschrieben werden soll, da wegen baulicher Veränderungen im hiesigen Laboratorium die Arbeit vorläufig nicht weitergeführt werden kann.

Zwei Fälle sind zu unterscheiden: erstens, die leitenden Teile des Kreises befinden sich ganz oder teilweise in dem Magnetfeld von veränderlicher Stärke, zweitens, das Dielektrikum des ungeschlossenen Kreises liegt im Magnetfeld.

Zur Untersuchung des ersten Falles wurde zwischen die Pole eines starken Elektromagneten ein Solenoid von 2040 Windungen dünnen Kupferdrahtes mit einem mittleren Querschnitt von 48 qcm angebracht. Von der einen Endklemme führt ein Draht zu einer Erdleitung, die andere Klemme steht mit dem einen Quadrantenpaar eines Elektrometers von Thomson in Verbindung. Das Quadrantelektrometer wurde anfänglich in der ursprünglichen Form mit Schwefelsäuredämpfung benutzt, später ohne diese, indem die Nadel an einem Platindraht aufgehängt wurde. In letzterem Falle wurde auch eine leichtere Nadel benutzt, was die Empfindlichkeit vermehrte; die Dämpfung war aber gleichwohl noch stark.[1]) Die Nadel war auf etwa 100 Volt geladen. Beide Anordnungen eignen sich zu ballistischen Messungen; die zweite ist empfindlicher, aber infolge der elastischen Nachwirkung des Platindrahtes ungenauer. Wurde der Elektromagnet erregt, so dass die Stärke des Magnetfeldes von 0 auf etwa 5000 stieg, so zeigte sich im Quadrantelektrometer ein Ausschlag, der sich aus einer angenäherten Bestimmung der ballistischen Konstanten zu einem Potentialintegral[2]) von 4,7 praktischer Einheiten berechnete, während für diesen Versuch aus der angenäherten Bestimmung der Feldstärke 4,9 folgt. Durch Kommutieren des Feldes in dem Augenblick, wo die Nadel durch die Ruhelage geht, kann der Ausschlag, in dem obigen Falle auf etwa das 5fache, gesteigert werden, ganz analog wie bei der Multiplikationsmethode am ballistischen Galvanometer.

Beim Erregen des magnetischen Feldes wird ein Strom induziert, durch den Elektrizitätsmengen an die freien Enden der Leitung, das sind die Quadrantenpaare, gebracht werden. Diese fliessen dann, wenn die Induktion aufhört, wieder zurück. Es frägt sich jetzt, ob ein einfacher Zusammenhang zwischen der Potentialdifferenz an den freien Enden und der Änderung des Magnetfeldes besteht, oder ob Kapazität,[1]) Widerstand, Selbstinduktion des Kreises berücksichtigt werden müssen. Diese Frage lässt sich sehr einfach, in der von Helmholtz zur Bestimmung der Neumannschen Konstanten angegebenen Weise beantworten.

Ein Kondensator mit der Elektrizitätsmenge e_0 und der Kapazität c sei zur Potentialdifferenz V_0 geladen, und die eine Platte desselben sei mit dem einen Drahtende des im magnetischen Felde befindlichen Solenoides[2]) verbunden. Wird jetzt die Verbindung des anderen Drahtendes mit der anderen Platte des Kondensators hergestellt, so gleichen sich die Ladungen des Kondensators aus, und es fliesst ein Strom i durch das Solenoid. Es gelten dann die Gleichungen: $\int i dt = e$; $e = c.V$; $iw = V$, wobei i, V, e Variable sind. Hieraus folgt in bekannter Weise, dass, wenn die Entladung nicht oszillatorisch sein soll, der Widerstand w grösser als $2\sqrt{\frac{L}{c}}$ sein muss, wobei L die Selbstinduktion des Solenoids mit der Windungsfläche q und Windungszahl n bedeutet. Demnach muss der Draht dünn und die Kapazität des Kondensators, bei dem obigen Versuch die des Quadrantelektrometers, gross sein; letzteres hat auch den Vorteil, dass die Kapazität des Solenoids dann sicher vernachlässigt werden darf. Auf das stromdurchflossene Solenoid wird im Magnetfelde bei passender Lage ein Drehungsmoment ausgeübt, und es wird während der Zeit dt die ponderomotorische Arbeit $ni\frac{dN}{dt}dt$ geleistet

1) Das Dämpfungsverhältnis war gleich 3.

2) Analog wie bei dem ballistischen Galvanometer die gemessene Grösse $\int i dt$ als Stromintegral bezeichnet und aus der Aichung mit dem Ampère als Einheit erhalten wird, wird hier $\int E dt$ als Potentialintegral bezeichnet und für E das Volt als Einheit genommen.

1) Hierbei ist jedoch von Rückstandswirkungen abgesehen. Diese scheinen bei den in Luft befindlichen Drähten nicht merklich zu sein, vgl. Faraday, Exper. Researches 3, 511, 1855.

2) Die Kapazität desselben sei gegen die des Kondensators zu vernachlässigen.

werden können. Hierin ist $N = H \cdot q$. Nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie muss aber dadurch ein Verlust von elektromagnetischer Energie hervorgerufen werden; derselbe beträgt $Eidt$, wo E die Verminderung der elektromotorischen Kraft, die sogenannte induzierte elektromotorische Kraft bedeutet.

Demnach ist $E = n\frac{dN}{dt}$, oder auch $nq\frac{dH}{dt}$, wenn die Spule ihre Lage beibehält, und die Stärke des Magnetfeldes sich ändert. Also wird unabhängig von der Stromstärke, d. h. von Kapazität und Widerstand, eine scheinbare elektromotorische Gegenkraft bei Änderung von H an den freien Enden induziert, und das mit dem ballistischen Elektrometer gemessene Integral $\int E\,dt$ ist gleich der Stärke des Magnetfeldes multipliziert mit Zahl und Fläche der Windungen. Demnach kann auf diese Art die magnetische Feldstärke in absolutem Masse bestimmt werden.

Im zweiten Falle befindet sich das Dielektrikum des ungeschlossenen Stromkreises im Magnetfeld, während die leitenden Teile ausserhalb liegen oder gegen die magnetischen Kraftlinien so orientiert sind, dass die in ihnen entstehenden Induktionsströme keine wesentliche Wirkung haben sollen. Es sei ein Kondensator, dessen Dielektrikum sich ganz oder teilweise im magnetischen Felde befindet, mit einer bestimmten Elektrizitätsmenge geladen. Wird jetzt derselbe entladen, so fliesst ein Strom durch den Draht und gleichzeitig ändert sich die dielektrische Polarisation; es entsteht ein Verschiebungsstrom. Nach den neueren Theorien ist die zeitliche Änderung der Polarisation, der sogenannte Verschiebungsstrom, in seinen magnetischen Wirkungen einem galvanischen Strome gleichwertig.

Herr Boltzmann hat diese Folgerung aus der Theorie von Maxwell an einem Beispiel,[1]) das mit dem vorliegenden Falle einige Ähnlichkeit hat, dargelegt. Wenn nämlich in zwei Paraffinringen die dielektrische Polarisation sich tangential in gleichem Sinne rasch ändert, so müssten sich diese Ringe wie zwei elektrische Ströme anziehen; denn nach der Theorie von Maxwell in der Erweiterung von Hertz und Boltzmann werden gleiche magnetische Kräfte durch gleich schnelle Bewegung von Elektrizitätsmengen hervorgerufen, gleichgültig, wo und wie diese Bewegung erfolgt. Danach müsste also in dem vorliegenden Beispiel auf das Dielektrikum des Kondensators in seiner Gesamtheit dieselbe ponderomotorische Kraft ausgeübt werden, wie auf ein ebenso langes von dem gleichen Strome durchflossenes Leiterstück. Da das Dielektrikum, wenn der Kondensator eine merkliche Elektrizitätsmenge enthalten soll, eine ziemlich grosse Masse haben muss, so ist der Nachweis einer elektrodynamischen Wirkung insofern erschwert. Dagegen könnte es möglich erscheinen, die nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie bedingte Induktionswirkung zu messen, wenn das Magnetfeld, in dem das Dielektrikum liegt, sich stark ändert; denn dann müsste ein Verschiebungsstrom induziert und dadurch eine Ladung des Kondensators mit influenzierter Elektrizität bewirkt werden. Die Spannung zwischen den beiden Kondensatorplatten könnte mit einem ballistischen Elektrometer geringer Kapazität gemessen werden. Dieselbe berechnet sich aber bei den günstigsten Verhältnissen — Substanzen mit hoher Dielektrizitätskonstante sind wegen der gleichzeitig vorhandenen Leitfähigkeit ausgeschlossen — zu etwa $1{,}10^{-3}$ Volt. Die Fehlergrenze meines ballistischen Elektrometers betrug bei diesen vorläufigen Versuchen nur $1{,}10^{-2}$ Volt.

Folgende Überlegung spricht aber dafür, dass die obige, wie mir scheint, aus der Theorie von Maxwell sich notwendig ergebende Folgerung nicht ganz richtig sein kann und die Wirkung wahrscheinlich geringer ist. Wenn nämlich als Dielektrikum das Vakuum gewählt wird, so ist nach der Maxwellschen Theorie der Verschiebungsstrom gleich der Grösse der elektrischen Feldstärke multipliziert mit der Einheit.

Es muss also im Vakuum, soweit es von einem Verschiebungsstrom durchflossen ist, entweder eine endliche ponderomotorische Arbeit geleistet werden, oder wenn dies nicht der Fall ist, kann nach dem Prinzip der Erhaltung der Energie keine Induktionswirkung von endlicher elektromagnetischer Energie vorhanden sein. Da aber ein Lichtstrahl im Luftraum durch die Änderung eines magnetischen Feldes nicht beeinflusst wird, scheint letztere Annahme, die der Theorie von Helmholtz entspricht, wahrscheinlicher.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 25. April 1901.)

1) L. Boltzmann, Vorlesungen über Maxwells Theorie **2**, 214, 1893. Leipzig.

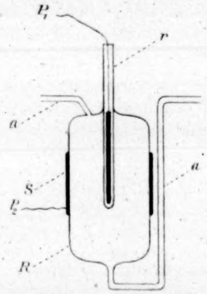
Über das Verhalten des Stickstoffs gegen Teslaströme.

Von Hugo Kauffmann und Bernhard Hell.

Im folgenden möchten wir kurz eine merkwürdige und auffallende Erscheinung beschreiben, die wir bei der Untersuchung des Verhaltens

des Stickstoffs gegen Teslaströme beobachtet haben.[1])

Der Apparat, dessen wir uns anfangs bedienten, hatte nachstehend gezeichnete Gestalt.



Eine weite Glasröhre R, an die oben und unten die Zu- und Ableitungsröhren a angesetzt sind, trägt in ihrer Achse ein enges Rohr r, welches eine einige Centimeter hohe Säule aus Quecksilber enthält. Das Quecksilber ist mit dem einen Pol P_1, eine auf der äusseren Röhre R befindliche Belegung S aus Zinnfolie mit dem anderen Pol P_2 einer Teslaanordnung in Verbindung. Aus der Belegung S ist vorne ein breiter Spalt ausgeschnitten, damit das Innere des Apparates bequem überschaut werden kann. Der Stickstoff tritt durch eine der Röhren a, durch welche, ist ganz gleichgültig, in den Raum zwischen R und r ein und verlässt diesen wieder durch die andere; er hat jedoch, um ein Eindringen von Luft in den Apparat zu vermeiden, vor seinem Austreten in die Atmosphäre noch eine Flüssigkeit, in der Regel Wasser, zu durchstreichen.

Setzt man die Teslaanordnung, ohne den Stickstoffstrom abzustellen, in Gang, so erfüllt sich die Röhre R mit einem bläulichen Lichte, das sich bei genauerer Betrachtung als aus blau gefärbten Bändern bestehend entpuppt. Gleichzeitig stellt sich aber noch an den Glasteilen des Apparates eine intensive gelbgrüne Fluoreszenz ein, die der durch Kathodenstrahlen bewirkten sehr ähnlich sieht.

Das blaue Leuchten bleibt nur bestehen, solange der Stickstoff strömt. Stellt man den Gasstrom ab, so treten nach kurzer Zeit rosarote Funken auf, bis schliesslich das ganze Röhreninnere nur noch von solchen Funken und rosarotem Lichte erfüllt ist. In dem Maasse wie das Blau in Rot umschlägt, geht auch die grüne Fluoreszenz zurück und ist nach wenigen Minuten nur noch ganz schwach vorhanden. — Lässt man den Stickstoff jetzt wieder aufs neue strömen, so verschwinden das rote Licht und die Funken rasch wieder; das blaue Licht und die grüne Fluoreszenz kommen ganz frappant wieder zum Vorschein.

So merkwürdig an und für sich schon das Auftreten der grünen Fluoreszenz ist, um so auffallender ist der Unterschied der Erscheinungen bei strömendem und ruhendem Stickstoffe.

Der verwendete Stickstoff war nicht rein. Wir haben ihn aus NH_4Cl und $NaNO_2$ bald ohne bald mit Zusatz von $K_2Cr_2O_7$ entwickelt und über Wasser in einem Gasometer aufgefangen. Er enthielt zweifellos etwas Stickoxyd[1]), wie man schon am Geruche wahrnehmen konnte. Vor seiner Verwendung wurde er noch durch konzentrierte Schwefelsäure gewaschen.

Die Verunreinigungen scheinen massgebend zu sein für das Zustandekommen der Erscheinungen im strömenden Stickstoffe, denn als wir den Stickstoff zur Entfernung der Stickoxyde über glühendes Kupfer leiteten, blieb jeder Unterschied zwischen strömendem und ruhendem Gase aus; in beiden Fällen trat das rosarote, mit Funken untermischte Licht und keine oder nur geringe grüne Fluoreszenz auf.

Die Erscheinungen bei strömendem Stickstoff beabsichtigen wir einer näheren physikalischen Untersuchung zu unterwerfen. Die bis jetzt erhaltenen Resultate seien kurz mitgeteilt. Das blaue Licht, und auch das rote in ruhendem Gas, geben beide ein aus Linien und Bändern bestehendes Spektrum.

Die grüne Fluoreszenz scheint sich da auszubilden, wo die blauen Strahlen, die übrigens keineswegs immer geradlinig verlaufen, auf Glas fallen. Kaliglas verhält sich wie Natronglas; beide fluoreszieren grün. Diese Versuche wurden mit Röhren ausgeführt, die den Röhren zur Erzeugung von Kathodenstrahlen nachgebildet waren. Die Elektroden waren nicht immer durch Glas von Stickstoff isoliert und hatten verschiedenerlei Gestalt.

Ob von den fluoreszierenden Stellen besondere Strahlen ausgehen, konnten wir noch nicht feststellen. Die bis jetzt angestellten Versuche mit Baryumplatincyanür-Krystallen liessen nichts Bestimmtes erkennen. Ein Magnet scheint nicht anders zu wirken, wie jeder beliebige Leiter. Wir haben eine Reihe von Mineralien, Bergkrystall, Thurmalin, Phosphorit, Steinsalz, den blauen Strahlen ausgesetzt, in der Hoffnung, verschiedene dieser Körper, ähnlich wie das Glas, zum Fluoreszieren bringen zu können. Leider wurden unsere Erwartungen bis jetzt getäuscht, vielleicht auch deswegen, weil die getroffene Versuchsanordnung nicht empfindlich

1) Vergleiche: F. Himstedt, Wied. Ann. **52**, 482.

1) Reines Stickoxyd kann durch Teslaströme sehr leicht zum Leuchten angeregt werden; die Erscheinung hat aber ein anderes Aussehen.

genug war. Wir haben die Mineralien nachher noch erhitzt, um zu sehen, ob sich vielleicht eine ähnliche, wie die von Wiedemann und Schmidt beobachtete Thermolumineszenz[1]) einstellt. Auch dies war vergebens, nur beim Strontianit trat einige Male eine schwache Thermolumineszenz auf. Eine deutliche Thermolumineszenz wurde dagegen beobachtet, wenn man die feste Lösung $Ca\,SO_4 + x\,Mn\,SO_4$ den Strahlen aussetzte.

1) Wied. Ann. **54**, 604 und **56**, 202.

Eine genauere Untersuchung der Fluoreszenzerscheinung ist im Gange. Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, dass bei den unter Luftdruck stehenden Dämpfen organischer Substanzen, deren Verhalten gegen Teslaströme der eine[1]) von uns schon seit längerer Zeit studiert, eine derartige Fluoreszenzerregung noch nie beobachtet wurde.

1) Zeitschrift f. physik. Chem **26**, 719; **27**, 519; **28**, 688.

Technische Hochschule, Stuttgart. Laboratorium für allgemeine Chemie.

(Eingegangen 24. April 1901.)

REFERATE.

Instrumentenkunde.

Besorgt von Privatdozent Dr. **W. Kaufmann.**

Neue physikalische Apparate der Firma Ferdinand Ernecke, Berlin.

Die Werkstätten für Präzisionsmechanik, Ferdinand Ernecke, bringen drei neue Instrumentarien in den Handel.

Das erste dient zur Demonstration der Versuche über elektrodynamische Repulsionen und Rotationen nach Elihu Thomson, sowie des Versuches über die Wirkung der Selbstinduktion beim Wehnelt-Unterbrecher.

Die interessanten Thomson-Versuche können bekanntlich statt wie bisher mit Wechselstrom, auch mit dem durch einen elektrolytischen Unterbrecher schnell unterbrochenen Gleichstrom einer Centrale von 65—220 Volt in sehr vollkommener Weise angestellt werden.

Der Erneckesche Apparat (D. R. G. M.) besteht im wesentlichen aus einer geeignet und günstig konstruierten Spule, welche einen gut unterteilten Eisenkern umgiebt.

Dieser Spule werden als Nebenapparate beigegeben:

1 dicker Kupferring mit 3 Schnüren und Karabinerhaken, 1 Aluminiumring, 1 Induktionsspule mit Glühlampe, 1 grössere Kupferscheibe, 1 kleinere Kupferscheibe mit Achathütchen, 1 Spitzenstatif dazu, 1 halbkreisförmige Kupferscheibe, 1 ringförmiges Metallgefäss mit Ansatzrohr, 1 starkwandiger Metallcylinder.

Es lassen sich dann mit dem gut ausgeführten Instrumentarium (Preis 69.40 Mk.) die Versuche anstellen über elektrodynamische Repulsionen (z. B. Hinausschleudern eines Aluminiumringes über die Spule bei Anwendung von 110 Volt bis zu 1 m Höhe und darüber, bei 220 Volt bis zu 6—7 m Höhe), über Rotation einer Kupferscheibe durch Stören der Symmetrie des Magnetfeldes der Spule (Elektromotor ohne Schleifringe und Bürsten), Leuchten einer mit Induktionsspule versehenen Glühlampe, Schirmwirkung einer Kupferplatte, Wärmewirkung durch die hohen Energiemengen, welche in guten Leitern bei der Induktion dieser Ströme verbraucht werden etc. etc.

Die zweite Neukonstruktion betrifft ein wohlfeiles Instrumentarium zur Demonstration der Versuche von Hertz über die Eigenschaften der elektrischen Wellen.

Die vereinfachte Konstruktion zeichnet sich besonders durch die Einfachheit des Oszillators, der aus zwei Zinkkugeln besteht, die einfache Einstellung der günstigsten Entfernung derselben mittelst eines dem Apparate beigegebenen Metallplättchens und die Beseitigung der oft störenden „Nebenwellen" aus.

Der Resonator der Erneckeschen Anordnung besteht aus einem Kohärer, welcher mit 2 Spalten versehen und sehr genau einreguliert ist.

Die exakt und sehr sicher wirkende Anordnung besteht aus 1 parabolischen primären Spiegel mit Hertz-Sender (Oszillator), 1 parabolischen sekundären Spiegel mit Branly-Marconi-Kohärer (Resonator), 1 einregulierten elektrischen Klingel zur Zeichenangabe, 2 Trockenelementen, 1 Drahtgitter, 2 Blechschirmen, 1 Metallplättchen zur Einstellung der günstigsten Entfernung der Oszillatorkugeln. (Preis 78 Mk.)

Zum Betriebe des Instrumentariums benötigt man nur eines gleichmässig wirkenden kleinen Funkeninduktors von $1\frac{1}{2}$—2 cm Funkenlänge. (Preis 38 Mk.)

Der dritte Apparat ist der bereits in dieser Zeitschrift (**2**, 267, 1901) beschriebene Extrastrom-Apparat zur Darstellung luftlinienfreier Spektra nach Prof. Dr. A. Miethe (D. R. P. a.).

Wegen der Einzelheiten der Konstruktion kann auf die Miethesche Veröffentlichung verwiesen werden.

In beifolgender Figur, die den Erneckeschen Apparat darstellt, ist S die Selbstinduk-

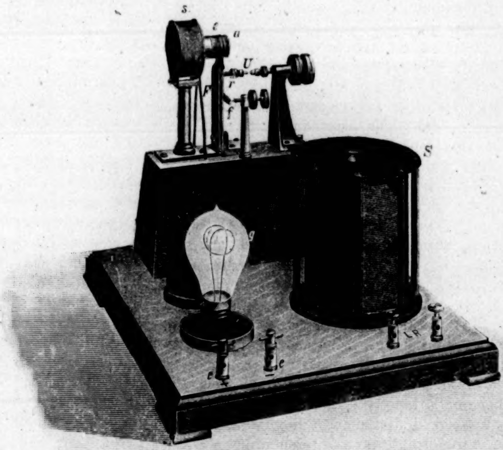
tionsspule, U die Funkenstrecke; die Feder F wird durch eine zweite Feder f, welche nach dem Prinzipe des Wagnerschen Hammers durch einen Elektromagneten s in Bewegung gesetzt wird, erregt. Wagnerscher Hammer und Hauptstromkreis werden durch die gleiche Stromquelle betrieben.

Der Apparat wird sowohl für Anschluss an eine Lichtcentrale, als auch für Akkumulatorenbetrieb von 16 Volt gebaut.

Im ersteren Falle dient eine Glühlampe g als Vorschaltwiderstand und in den Stromkreis der Unterbrechungsstelle U, in der sich auch die Spule S mit hoher Selbstinduktion befindet, wird mittels Anschluss an die Klemmen LR ein Lampenrheostat von 5 Lampen, die beliebig ein- und ausgeschaltet werden können, gelegt. Die Glühlampe und der Lampenrheostat ist mit einer Abblendevorrichtung versehen.

Der direkte Anschluss an die Centrale findet durch die Klemmen ee statt.

In der Ausführung des Apparates für Akkumulatorenbetrieb fällt die Glühlampe g fort und es ist zwischen die Klemmen LR ein Schieberheostat zu schalten. An die Klemmen ee wird die Akkumulatorenbatterie von 8 Zellen angeschlossen.



Der Apparat mit vier Platinelektroden, die der besseren Wärmeleitung wegen in Kupferklötzchen stecken, kostet 185 Mk., wozu noch im Falle des Betriebes durch eine Centrale der Lampenrheostat mit 42 Mk., bei Akkumulatorenbetrieb ein Schieberheostat mit 35 Mk. und eine entsprechende Akkumulatorenbatterie treten.

Ernst Ruhmer.

BESPRECHUNGEN.

B. Weinstein, Die Erdströme im deutschen Reichstelegraphengebiet und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen. 8°. 78 Seiten. Mit einem Atlas in 19 Tafeln, 4°. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1900. Preis Mk. 4.—.

Auf Anregung des Staatssekretärs von Stephan unternahm die Reichspostverwaltung mehrjährige, ausgedehnte Messungen des Erdstromes, die nunmehr von dem Verfasser bearbeitet worden sind. Es standen zwei unterirdische Kabel zur Verfügung, die von Berlin ausgehend in Thorn resp. in Dresden endigten. Über die nähere instrumentelle Einrichtung wird auf Stephans Arbeit verwiesen und nur mitgeteilt, welche Apparate zur Verwendung kommen. Für die Thorner Leitung war dies ein anderer als für die Dresdener, ein an sich günstiger Umstand, da die instrumentelle Eigenheit herausfällt, wenn man beide Apparate vertauscht. Eine solche Vertauschung scheint aber nicht vorgenommen zu sein. Es ist dies wohl auf die hohen Kosten zurückzuführen, die dies verlangen würde. Es ist überhaupt zu beklagen, dass über die instrumentellen Dinge, die Bestimmung der Konstanten und namentlich der Widerstandsmessungen der Erdplatten keine Daten mitgeteilt werden, an Hand derer man eine Kritik der Beobachtungen durchführen könnte. Und, nach allem, was mitgeteilt wird, ist das Material doch ein sehr inhomogenes. Da ausserdem die veröffentlichten Werte in un-

bekannten Einheiten ausgedrückt sind, kann man nicht gut etwas anderes als qualitative Untersuchungen mit ihnen anstellen.

Ein Hauptergebnis sieht der Verfasser in dem Nachweis einer ausgesprochenen Periodizität des beobachteten Stromes, aus der er schliesst, dass nunmehr die Existenz von Erdströmen ausser allen Zweifel gesetzt sei. Dass Erdströme überhaupt vorhanden sind, ist nicht lange bezweifelt worden; die Schwierigkeit der Frage liegt vielmehr in einem anderen Punkte. Man ist sich nicht klar über das, was man die Intensität des Erdstromes nennen soll. Verbindet man zwei irgendwo eingesenkte Erdplatten leitend miteinander, so beobachtet man einen Strom, dessen Intensität von allerlei instrumentellen Dimensionen und der Entfernung der Platten voneinander abhängt. Was fraglich ist, das ist, ob ohne leitende Verbindung zwischen den Plattenorten ein natürlicher Erdstrom fliesst und, falls dem so, wie die gemessene Intensität mit der des natürlichen Stromes zusammenhängt. Man misst nämlich nicht nur den Anteil des Erdstromes, der das Kabel durchfliesst, sondern auch noch den rein galvanischen Plattenstrom und den Polarisationsstrom. Es sei dem Referenten gestattet, hier auf die mustergültigen Untersuchungen und Messungen S. Lemströms[1]), des bekannten Erzeugers künstlicher Nordlichter hinzuweisen, der diese Fehlerquellen eingehend berücksichtigt und ihren Einfluss genau bestimmt, während der Verfasser vorliegende Arbeit die drei Stromarten nicht trennen kann, da es an den nötigen Beobachtungen fehlte.

Der erste Teil der Arbeit befasst sich mit dem täglichen Verlaufe des Erdstromes. Das Material geben die ruhigen Tage der Registrierungen beider Linien ab, nachdem die in unbekannten Einheiten gegebenen Zahlen auf wahre Ost-West- resp. Nord-Südrichtung reduziert sind. Mit Hilfe harmonischer Reihen werden daraus die Verläufe berechnet, wie sie sich in den grossen Zügen ergeben. Aus der so berechneten regelmässigen Periodizität der Verläufe zieht der Verfasser den schon erwähnten Schluss, dass der Erdstrom reale Existenz hat. Die Kurven werden namentlich in Bezug auf die Lage ihrer Extreme zum Sonnenstande besprochen, wobei natürlich zwischen Nord-Süd- und dem Ost-Weststrom Unterschiede bestehen müssen. Wesentlicher wäre wohl die Untersuchung des resultierenden Stromes gewesen, denn er ist die Naturerscheinung und nicht die Komponentenströme. So sind z. B. auch die S. 19 gebildeten Differenzen zwischen den Extremzeiten beider Stromkomponenten von keiner geophysikalischen Bedeutung.

1) S. Lemström und E. Briese, Expéd. polaires piclandaises. 1882—83 und 83-84. Band 3. Helsingfors 1898.

Im zweiten Teile werden auf entsprechende Art die erdmagnetischen Variationen der Stationen Wilhelmshaven, Wien, Fort Rae, Süd-Georgien und Kingua-Fjord untersucht, nur dass jetzt bekannte Einheiten zu Grunde liegen. Das Neue an diesen Betrachtungen ist die Verbindung der Richtungsvariationen der täglichen Variation des Totalmagnetismus mit dem Sonnenstande. Dieser Teil der Arbeit wird für das weitere Studium der Variationen von Wert sein und als gutes Material dienen.

Der dritte Teil vereint die Resultate der vorangegangenen, indem er Betrachtungen darüber anstellt, inwieweit Erdstrom und Erdmagnetismus voneinander abhängen können. Als Ergebnis zieht der Verfasser den Schluss „dass wenigstens ein Teil der an den Magnetometern beobachteten Variation nur scheinbar den Erdmagnetismus selbst betrifft, in Wahrheit aber auf Änderungen des Erdstromes beruht."

Auf seinen Resultaten fussend kritisiert der Verfasser die Schuster-Bezoldsche Theorie[1]) der täglichen Variation des Erdmagnetismus. Diese verlangt eine Kräftesystem, das in sich unverändert die Erde in einem Tage umläuft, resp. dass man es für den Zeitraum eines Tages als invariabel auffassen kann. Es wird natürlich eine jährliche und eine säkulare Variation besitzen. Die Wirkung des Feldes an den verschiedenen Orten eines Breitenkreises kann deshalb doch lokal alteriert sein, und wenn Verfasser dies als notwendig erachtet nach den Ergebnissen seiner Untersuchungen, so spricht dies nichts gegen die Annahme des täglichen Feldes. —

Das sind im grossen und ganzen die Resultate des Verfassers. Denselben schliessen sich eine Reihe Nebenuntersuchungen, z. B. über kleine sekundäre Wellen und anderes an, worauf hier nicht eingegangen werden kann. Der Atlas giebt ausführliche graphische Darstellungen der untersuchten Erscheinungen, wobei anerkennenswerter Weise ausgiebiger Gebrauch von astronomisch orientierten Vektordiagrammen gemacht worden ist.

1) Siehe hierüber des Referenten Bericht über den heutigen Stand der Theorie des Erdmagnetismus. Diese Zeitschrift 2, S. 122 und ff., 1900.

Potsdam. A. Nippoldt.

(Eingegangen 30. Januar 1901.)

Personalien.

An der Universität Freiburg i. B. hat sich Dr. Wolf Müller für das Fach der Chemie habilitiert.

In Erlangen habilitierte sich Dr. Jordis für anorganische Chemie.

In Baltimore starb der Professor an der John Hopkins-Universität Henry A. Rowland, einer der hervorragendsten Physiker in den Vereinigten Staaten.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.